



TITLE:

超伝導体セラミックスのオービタル  
ガラス転移(京大基礎研短期研究  
計画「秩序化における乱れと非線  
型:ヘテロな物理系と量子揺動効果  
,研究会報告)

AUTHOR(S):

川村,光

---

CITATION:

川村, 光. 超伝導体セラミックスのオービタルガラス転移(京大基礎研短期研究計画「秩序化における乱れと非線型:ヘテロな物理系と量子揺動効果」,研究会報告). 物性研究 1995, 64(5): 576-579

ISSUE DATE:

1995-08-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/95579>

RIGHT:

## 超伝導体セラミックスのオービタルグラス転移

京都工繊大工芸 川村 光

酸化物高温超伝導体はしばしばセラミックな性質を示すが、発見直後よりこれらセラミックな系がスピングラス的挙動を示すことが知られている。セラミック超伝導体はグレイン間の **weak link** を通してランダムなジョセフソン結合系になっていると期待されるが、観測されるスピングラス的振舞いの起源については未だ完全な理解には到っていない。

ところで近年の一連の実験によると、酸化物高温超伝導体は **d 波超伝導体** である可能性が高そうである。もし **d 波超伝導** だとするとグレイン間のジョセフソン結合には通常の **0 結合** に加えて、クーバーペアの波動関数の位相が  $\pi$  だけずれる所謂  $\pi$  結合が出現するはずである。複数のジョセフソン・ジャンクションからなる閉ループ（リング）の場合、ループが奇数個の  $\pi$  結合を含むとすると（ $\pi$  リング）、各位相の間にフラストレーションが生じ、その結果外部磁場を加えなくても超伝導電流が自発的に流れ自発磁気モーメントが生じる。<sup>1,2</sup> このフラストレーション効果は零磁場でも期待されるもので、磁場中の第2種超伝導体（所謂ヴォーテックス・グラス）で期待されるフラストレーションとは異なる。これに対し **s 波超伝導体** の場合の様にすべてのジャンクションが **0 結合** である場合には、フラストレーションはなく位相が完全に揃った状態が安定であり、当然零磁場下では超伝導電流は流れない。これは **d 波超伝導体** であっても偶数個の  $\pi$  結合を含む場合には同様である（**0 リング**）。セラミックな **d 波超伝導体** では **0 リング** と  $\pi$  リング双方が空間的にはほぼランダムに分布すると期待されるので、この様な系に外部磁場を加えると、 $\pi$  リングに生じていた自発磁気モーメントが常磁性的な応答を示す可能性があり、<sup>1</sup> 実際実験的にもある種のセラミックな **BSCCO** 系についてこの様な常磁性的な振舞いが観測されている（常磁性マイスナー効果）。<sup>3</sup> この様なセラミックな **d 波超伝導体** で期待される様な、ランダムな局所的自発磁気モーメントと自発超伝導電流で特徴づけられる状態を‘オービタルグラス’と呼ぶ事もある。<sup>1</sup> オービタルグラス状態に対しての今までの理論的解析は、単一ループ描像に基づいたエネルギー的解析が主体であったが、<sup>1,2</sup> 本稿では結合ループ系が全体として示す協力現象、熱的な相転移としてのオービタルグラス転移に着目することにする。実は以下に示すように、この様な‘相転移現象’は（少なくとも実験のタイムスケールで見たときの）系の鏡映対称性（あるいは時間反転対称性）の自発的破れに対応して起きる。

ジョセフソン結合系の理論的解析を超伝導オーダーパラメーターの位相変数  $\theta_i$  に着目して行くと、スピン系の統計モデルとして良く知られた **x y モデル**（**plane rotator model**）になる。この時、通常の **s 波超伝導体** では隣合うグレインの位相を揃えようとする相互作用が働くから、 $i-j$  グレイン間のジョセフソン・カップリング  $J_{ij}$  は、言わば‘強磁性的’（ $J_{ij} > 0$ ）になるのに対し、**d 波超伝導体** では先の  $\pi$  結合の出現のためカップリングは‘反強磁性的’（ $J_{ij} < 0$ ）にもなり得る。この為 **d 波セラミック系** のモデルハミルトニアンはちょ

うど  $x y$  スピングラスのものと同一になる。ただし、単純な  $x y$  モデルに基づく計算ではスクリーニングの効果（あるいは磁場の揺らぎの効果）が全く取り入れられていないので、グレインサイズが大きい（あるいは自己インダクタンス  $\mathcal{L}$  が大きい）系では結果が定性的にも変る可能性がある。そこで今回はスクリーニングの効果調べる為に、位相をダイナミカルな電磁場にカップルさせた拡張された以下のモデルを調べた。<sup>4</sup>

$$\mathcal{H} = - \sum_{\langle ij \rangle} J_{ij} \cos(\theta_i - \theta_j - A_{ij}) + \frac{1}{2\mathcal{L}} \sum_p (\Phi_p - \Phi_p^{ext})^2, \quad \Phi_p = -(\phi_0/2\pi) \sum_{\langle ij \rangle} A_{ij}. \quad (1)$$

ここに  $\Phi_p$  はプラケット  $p$  を貫く全磁束、 $\phi_0$  は磁束量子、 $A_{ij}$  は各リンク  $\langle ij \rangle$  上で定義されたダイナミカルな電磁場、 $\Phi_p^{ext}$  はプラケット  $p$  を貫く外部磁場による磁束、 $\mathcal{L}$  はプラケットの自己インダクタンスである。新たに加わった第2項が誘起磁場の空間エネルギーを表す。ただしジョセフソン・カップリング  $J_{ij}$  は温度・磁場に依らぬ定数とし、また各グレインが3次元の立方格子に位置するという単純化を行っている。またジョセフソン・カップリング  $J_{ij}$  の具体的形としては  $d$  波系の場合、確率50%の  $\pm J$  分布を仮定し、 $s$  波系の場合は  $-J$  の一様系を考えた。

ところで式(1)で与えられるハミルトニアンは、外部磁場が0であれば ( $\Phi_p^{ext} = 0$ )、大域的な鏡映変換（時間反転変換） $\theta_i \rightarrow -\theta_i, A_{ij} \rightarrow -A_{ij}$  について不変である。ここに有限の磁場を印加すると ( $\Phi_p^{ext} \neq 0$ ) 系の回転対称性 ( $\theta_i \rightarrow \theta_i + \delta\theta$ ) は保たれまま鏡映対称性（時間反転対称性）のみが破れる。（この辺りの事情は超伝導体と磁性体の場合では大きく異なっている。）ところで回転対称性を保持した鏡映対称性（時間反転対称性）の破れを表す擬スカラー量としては‘カイラリティ’がある。今の場合、局所的なカイラリティ  $\kappa$  は各プラケット上で、

$$\kappa = \sum_{\langle ij \rangle}^p (J_{ij} / |J_{ij}|) \sin(\theta_i - \theta_j - A_{ij}). \quad (2)$$

と定義される（この量が確かに回転に対して不変でかつ鏡映に対して符号を変えることは容易に確かめられる）。結局超伝導体では磁場は磁性体の時と大きく異なり、実は‘カイラル場’として働くことが判る。磁性体でのカイラリティはスピン配列の非線形性 (noncoollinearity) の程度を表す量であり、‘右巻き’か‘左巻き’に対応した2重縮退を持っていた。超伝導体の場合、上式(3)で定義されたカイラリティはプラケット（ループ）を流れる超伝導電流の大きさに比例しており、やはりループの超伝導電流が‘右回り’か‘左回り’に対応した2重縮退を持っている。オービタルグラス状態は、カイラリティがランダムに凍結し鏡映対称性（時間反転対称性）を自発的に破った状態 — カイラルグラス状態 — と言うことが出来る。以上から超伝導体に於ては、実は（物理的な通常の磁場に対する）非線型帯磁率がカイラルグラスオーダーに共役な帯磁率のマイナスに相当する、と結論される。換言すると、

系が協力現象によってオービタルグラス状態へ入るすると、そこで非線型帯磁率が負の発散的挙動を示すと期待される。

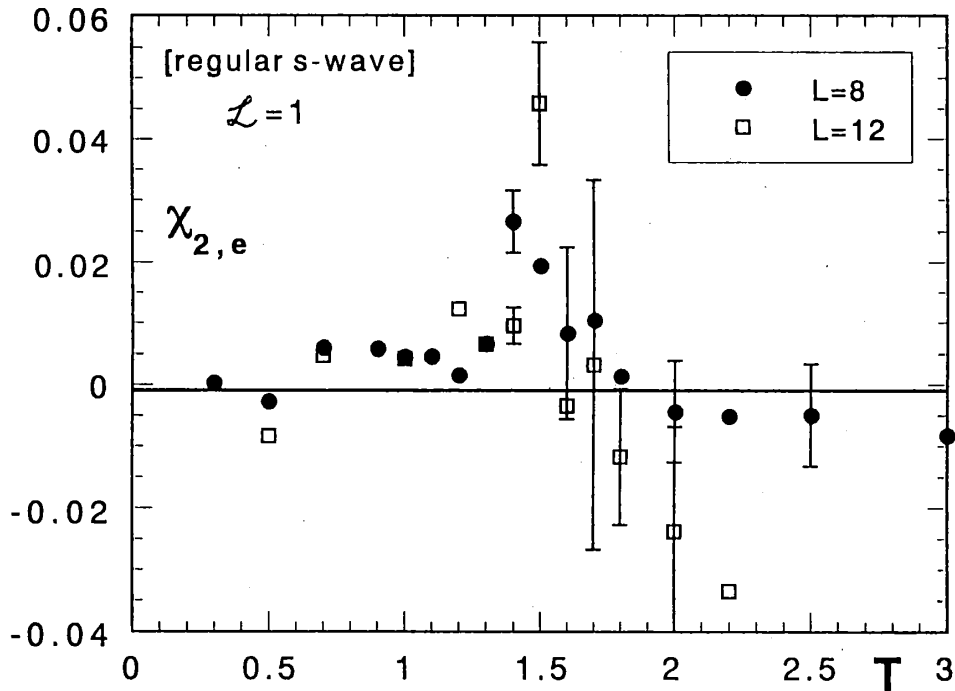
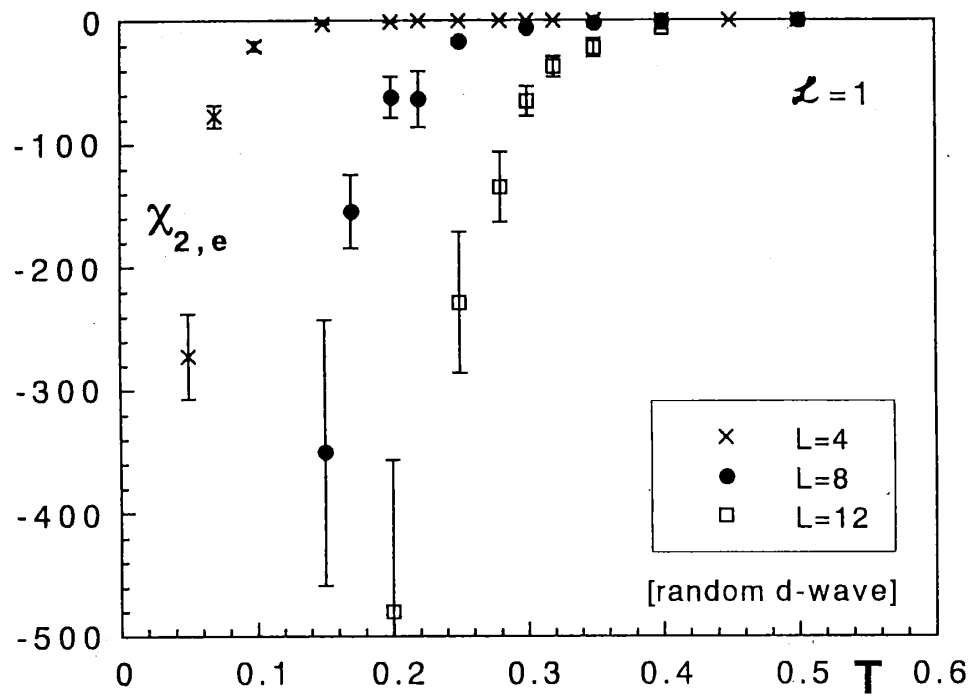
スクリーニングの効果が無視できる場合に相当する  $x-y$  スピングラスについては、筆者らは最近の数値的研究から、スピンのオーダーを伴わずにカイラリティのみがランダムオーダーするような平衡状態でのカイラルグラス転移が有限温度で起きるという結論を得ている。<sup>5,6</sup> またその際の臨界指数の値についても求められている（例えば非線型帯磁率  $\chi_2$  の発散の指数は  $\gamma \sim 3-3.6$ ）。スクリーニングの効果を取り入れたときなお、カイラルグラス転移が熱平衡転移として存在するかどうかは現時点では明確ではない。ただし実験の有限の観測時間スケールで見ると、いずれにせよその様なカイラリティのグラス的な凍結現象が見える事が期待され、実際シミュレーションでは確かにその様な相転移的振舞いが確認された。

即ちシミュレーションの結果、有限のインダクタンスの系でも  $d$  波超伝導セラミックスではやはり非線型帯磁率の負の発散 ( $\chi_2 < 0$ ) 的な挙動が観測された（図参照）。これに対し、 $s$  波超伝導セラミックスの  $\chi_2$  は全く異なった振舞いを示した。即ち  $s$  波の場合転移点付近での異常は極めて弱く、 $\chi_2$  はむしろ正になったり、あるいは転移点直上で符号を変えたりする。最近の松浦らによるセラミックな YBCO 系での実験では  $\chi_2$  のシャープ負の発散的振舞いが観測されている他、<sup>7</sup> Sr 系に対しても、石田らによって  $\chi_2$  の負のピークが観測されている。<sup>8</sup> これら実験的に観測された  $\chi_2$  の負のピークを我々のモデルで解釈する限り（例えば石田らは観測された  $\chi_2$  の負のピークの起源を別様に解釈している）、これは高温超伝導体が  $d$  波である事を支持する。

今後の課題としてはオービタルグラス転移が真の平衡相転移かどうかを明確にすることのほか、 $I-V$  特性などの動的な性質、 $\pi$  結合と  $0$  結合の非対称性の効果、あるいは最近活発に議論されている様なジャンクション界面における時間反転対称性の破れの効果、等を調べる事が有ろう。

#### 文献

1. F.V. Kusmartsev: Phys. Rev. Lett. **69** (1992) 2268.
2. M. Sigrist and T.M. Rice: J. Phys. Soc. Jpn. **61** (1992) 4283.
3. P. Svedlindh *et al*: Physica **C162-164**, (1989) 1365; W. Braunisch, *et al*: Phys. Rev. **B48** (1993) 4030.
4. D. Domínguez, E.A. Jagla and C.A. Balseiro: Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 2773.
5. H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jpn. **54** (1985), 4479; **61** (1992), 3062; Phys. Rev. Lett. **68** (1992), 3785; Phys. Rev. **B51** (1995), 12398.
6. H. Kawamura, J. Phys. Soc. Jpn. **64** (1995), 711.
7. M. Matsuura, 1994 年日本物理学会年会 及び 私信。
8. T. Ishida *et al*, in *Advances in Superconductivity VII*, Springer Verlag.



非線型帯磁率 $\chi_2$ の温度・サイズ依存性。横軸は  $J$  で規格化した温度。 $L$  は系の一辺のサイト数で、自由境界条件を課した。インダクタンスの値は無次元化したユニットで 1 に取った。上図は d 波系の場合、下図が s 波系の場合に対応する。非線型帯磁率は零磁場下でのモンテカルロシミュレーションにより磁化の高次揺らぎから計算した。